

УДК 621.373.826.533.9

СВЕЧЕНИЕ ОЧАГОВ ОПТИЧЕСКОГО ПРОБОЯ ВОЗДУХА

С.А. Шишигин, С.М. Слободян*

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

*Инновационный центр «ТЕСТ», г. Томск

E-mail: bal@iao.ru

Представлены результаты анализа процесса взаимодействия лазерного излучения с плазмой оптического пробоя воздуха, приводящего к образованию рентгеновской и электронной радиации, ответственной за образование газового ореола NO₂ вокруг очагов пробоя.

Введение

Взаимодействие мощного излучения с плазмой оптического пробоя среды приводит к различным нелинейным процессам. Они проявляются в аномально сильном поглощении энергии лазерного излучения, появлении ускоренных частиц и не теплового радиационного излучения, турбулентности плазмы [1–7].

В воздухе, окружающем плазменный очаг, под воздействием радиационного излучения происходит ионизация молекул, возникают химические реакции, которые приводят к образованию газовых ореолов высокой концентрации окислов азота, озона, ионов кислорода.

Развитие метода лазерного спектрального анализа позволило выявить закономерности динамики разлета плазмы и взаимодействия ее с окружающей средой, рассмотреть процессы рекомбинации плазмы. Однако, до сих пор не выяснена полная картина явлений, происходящих при оптическом пробое в воздухе в широком диапазоне изменения плотности мощности лазерного излучения.

В настоящей работе представлен анализ особенностей взаимодействия лазерного излучения с плазмой оптического пробоя воздуха, приводящего к образованию рентгеновской и электронной радиации, рассмотрены механизмы возникновения некоторых оптических явлений, наблюдаемых при оптическом пробое в воздухе.

1. Взаимодействие сильных электромагнитных полей с плазмой

Нерегулярности пространственной плотности и других параметров плазмы регистрируются в экспериментах по облучению мишеней лазером при изменении плотности мощности в диапазоне $q_0\lambda^2 \sim 10^{14} \dots 10^{17}$ Вт/см²·мкм² (q_0 — плотность мощности падающего лазерного излучения, λ — длина волны) начиная с 1976 г. Поперечные неустойчивости пространственной структуры плазменного образования свидетельствуют о многокомпонентных сложных процессах, протекающих при формировании короны лазерных мишеней. Ряд явлений, сопровождающих возникновение и жизнь плазменного образования, объясняется генерацией сильных магнитных полей, быстрых электронов, жесткого рентгеновского излучения [5, 8].

В области плазменного резонанса ограничение напряженности электрического поля происходит из-за поглощения при столкновениях заряженных частиц, образования плазменных волн при трансформации поперечных электромагнитных волн, самопересечения электронных траекторий, релятивистских явлений [9].

Отношение амплитуды внешнего поля E_0 к её максимальному значению в области резонанса E_m (обозначим его символом S) для лазерной плазмы может достигать значений, равных $S=10^{-3}$. Время, за которое амплитуда поля достигает максимального значения, определяется соотношением $\tau \approx 1/S\omega_0$, где ω_0 — частота внешнего поля). При этом из пространственной области плазменного резонанса выбрасываются ускоренные частицы с энергиями порядка eE_0L (L — характерный размер неоднородности плазмы), (при $L=10^{-2}$ см; $E_0=3 \cdot 10^7$ В/см; $e=1,6 \cdot 10^{-19}$ К, энергия равна ~ 300 кэВ) [10].

Неадиабатичность взаимодействия частиц с полем в резонансе при $v_E/v_{Te} \gg 1$ (v_E — амплитуда скорости колебаний частицы плазмы в переменном поле ω_0 , v_{Te} — средняя тепловая скорость частиц) приводит к появлению и группированию ускоренных электронов со скоростями вплоть до $2v_{Te}$. В случае мощного лазерного воздействия при $S=2 \cdot 10^{-3}$ энергия электронов достигает 60 кэВ при объемной плотности $5 \cdot 10^{12}$ см⁻³ [10].

Коллективные (параметрические) процессы в плазме сопровождаются также значительным ростом напряженности электрических полей в пространственной структуре самого плазменного образования.

Произвольная ленгмюровская турбулентность достаточно большой интенсивности приводит к образованию в плазме динамически неустойчивых трёхмерных областей пониженной концентрации электронов — каверн, схлapyивающихся за конечное время, в результате чего электроны уносят энергию электромагнитного поля [11].

Исследования резонансного и параметрического взаимодействия для потока излучения с плотностью мощности выше 10^{10} Вт/см² СО₂-лазера в плотной плазме показали неожиданно высокий коэффициент поглощения мощности излучения и большое значение температуры электронов. При этом наблюдалось возникновение ионов с энергией до 15 кэВ [12, 13].

В монографии [10] приведена сводка экспериментальных данных, полученных разными авторами, по неустойчивостям, возбуждаемым в изотропной и магнитоактивной плазме. Здесь же отмечены полученные в разных экспериментах минимальные пороговые значения отношения $(\nu_E/\nu_{Te})_{\text{пор}}$, превышение которых приводит к появлению комбинационных частот, резкому нарастанию поглощения волн и нагреву плазмы. Пороги нелинейных процессов при наличии магнитного поля и без него, как правило, соответствуют отношениям $\nu_E/\nu_{Te}=0,1...0,01$.

Пороговое значение светового потока, необходимого для развития распадной неустойчивости в однородной плазме, равно 10^{12} Вт/см², если плазма образуется излучением Nd-лазера с длиной волны 1,06 мкм, и 10^{10} Вт/см², если на плазму действует излучение CO₂-лазера с длиной волны 10,6 мкм [4].

Поперечному сечению пучков мощного лазерного излучения свойственно наличие значительных неоднородностей пространственного распределения плотности энергии с резкими выбросами и провалами, отличающимися от среднего уровня на 2–3 порядка и изменяющимися как в течение длительности импульса излучения, так и от импульса к импульсу [14]. Данное обстоятельство позволяет предполагать о реальности локального превышения пороговых значений плотности мощности лазерного излучения для возникновения процессов параметрического взаимодействия с плазмой оптического пробоя воздуха в экспериментальных работах, результаты которых приведены [15].

2. Основные свойства радиационного излучения

Длина свободного пробега ℓ_ω рентгеновских квантов с энергией $\hbar\omega > 0,55$ кэВ в холодном атмосферном воздухе описывается соотношением [16]:

$$\ell_\omega = \frac{P}{4\rho_0} (\hbar\omega)^{2,78}, \quad \text{см}, \quad (*)$$

где $\rho_0 = 1,293 \cdot 10^{-3}$ г/см³, ρ – плотность воздуха, $\hbar\omega$ – энергия в кэВ.

В табл. 1 приведены результаты расчета длины пробега кванта рентгеновского излучения в зависимости от его энергии (длины волны λ) по формуле (*).

Таблица 1. Длина свободного пробега квантов рентгеновского излучения в воздухе

$\hbar\omega$, кэВ	0,6	0,8	1	2	4	6	10
λ , нм	2,0	1,55	1,24	0,62	0,31	0,27	0,124
ℓ_ω , см	0,06	0,134	0,25	1,72	11,8	36,4	150,6

Максимальная длина свободного пробега β -частиц в воздухе приведена в табл. 2 [17].

Таблица 2. Длина свободного пробега высокоэнергетических электронов в воздухе

ε , кэВ	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
ℓ_β , см	0,23	0,77	1,61	2,66	3,94	5,41	7,08	8,89	10,9	13

Как видно из сопоставления приведенных в табл. 1 и 2 данных, в воздухе радиация распространяется на расстояние ~ 5 см с меньшей энергией кванта рентгеновского излучения (3 кэВ) по сравнению с необходимой энергией электрона (60 кэВ).

Рентгеновское излучение плазменного образования в воздухе обусловлено в основном вкладом тормозного излучения высокоэнергетичных электронов.

Энергия тормозного излучения из единичного объема плазмы внутри телесного угла в единичном интервале частот в единицу времени (коэффициент излучения) может быть оценена соотношением [18]:

$$J_\nu(T) = 5,44 \cdot 10^{-39} \frac{n_e Z^2 q}{\sqrt{T}} e^{-\hbar\nu/kT} n_e n_i, \quad \text{эрг}/(\text{см}^3 \cdot \text{с} \cdot \text{Гц}).$$

Здесь n_e – показатель преломления, Z – заряд иона, n_e и n_i – концентрации электронов и ионов, q – множитель Гаунта (в оптическом диапазоне $q \approx 1$, а в радиодиапазоне $q \approx (6...7)$). Из-за большой массы ионов их тормозное излучение пренебрежимо мало по сравнению с тормозным излучением электронов. Скорость потерь энергии плазмы на тормозное излучение составляет:

$$W = 1,43 \cdot 10^{-27} T^{1/2} n_e n_i Z^2, \quad \text{эрг}/(\text{см}^3 \cdot \text{с}).$$

Интенсивность радиационного облучения воздуха, характеризующаяся энергией ионизирующего излучения в единице объема среды в единицу времени, необходимая для создания газового ореола NO₂ радиусом 5 см, составляет ~ 500 Вт/см² в течение 1 мкс [15]. При этом для длины пробега в воздухе ~ 5 см требуется энергия радиационного излучения порядка мДж, что в 10^6 раз меньше энергии лазерного излучения. Отмеченная выше возможность появления группы электронов в плазме с энергией 60 кэВ при плотности $5 \cdot 10^{12}$ см⁻³ достаточна для создания указанного газового ореола вокруг очага оптического пробоя.

Наблюдаемые изменения мощности свечения плазменных очагов в различных участках спектра, обусловленные образованием газового ореола с повышенной концентрацией NO₂ [19], указывают на пороговый характер появления мощного потока радиационного излучения из плазменных образований с энергией частиц порядка 10^4 эВ.

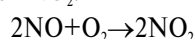
Возбуждение ленгмюровских волн в плазме оптического пробоя газа приводит к изменению светодетонационного режима распространения плазмы в луче лазера. Энергия лазерного излучения, поглощаемая слоем плотной плазмы, толщиной порядка длины волны воздействующего лазерного излучения с плотностью мощности выше порога параметрической неустойчивости, благодаря ленгмюровским волнам плазмы, распределяется по всему плазменному образованию. Это приводит к объемному росту плазменного очага оптического пробоя (наблюдаемого на снимках [19]), по сравнению с линейным светодетонационным режимом распространения плазмы навстречу лазерному лучу при более низких плотностях мощности лазерного излучения.

3. Влияние радиации очагов оптического пробоя воздуха на их свойства

Радиационное излучение очагов оптического пробоя воздуха является причиной ряда экспериментально наблюдаемых явлений. На цветных фотоснимках в окрестности образовавшихся плазменных неоднородностей наблюдается достаточно интенсивный ореол люминесценции (излучения сине-зелёной области оптического спектра) как наглядное следствие результата воздействия на среду жесткого излучения плазмы [20].

Ореол ионизации воздуха, образующийся в виде пространственной оболочки вокруг лазерной искры, связывают с излучением многозарядных ионов и существованием вихревых структур полей в плазме [21]. Концентрация электронов при удалении от границы плазмы по линейной зависимости снижается [7] на расстояниях порядка 1...10 см.

Образующиеся при воздействии ионизирующего излучения плазменного образования на воздух возбуждённые молекулы, ионы и атомы вступают в химические реакции между собой и с молекулами N_2 и O_2 . Исследования показывают [22], что в результате этих реакций в воздухе появляется окислы азота NO , N_2O , NO_2 , озон O_3 . Окись азота NO вскоре после образования вступает в реакцию с молекулярным кислородом O_2 , что приводит к её превращению в двуокись NO_2 :

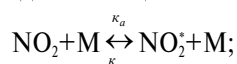


При средней по сечению пучка плотности мощности лазерного излучения более 10^9 Вт/см² оптическая плотность ореола резко возрастает за время $5 \cdot 10^{-7}$ с, значительно превышая исходное единичное значение и практически экранируя тепловое свечение очага [15].

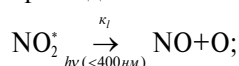
В работе [23] показано, что люминесценция NO_2 наблюдается при нагревании в ударных волнах. В специальных опытах проверялось отсутствие излучения в исследуемых газах Ar , N_2 , O_2 , CO_2 , CO без добавок NO_2 .

Отношение мощности эмиссии к концентрации NO_2 достигает максимального значения в момент максимальной скорости разложения NO_2 . Схема основных процессов, описывающих разложение NO_2 , надёжно установлена и сводится к следующим стадиям [24]:

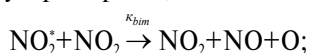
Активация и дезактивация —



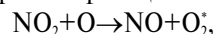
Спонтанный распад —



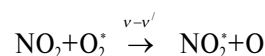
Бимолекулярная реакция —



Быстрая вторичная реакция —



которая идёт с образованием колебательно-возбуждённого O_2^* . Согласно имеющимся данным, квази-резонансный ($v-v'$) обмен между O_2^* протекает достаточно быстро по сравнению с дезактивацией



Высоко возбуждённые NO_2^* и O_2^* в ходе высокотемпературного разложения NO_2 образуют неравновесную колебательную подсистему, средний запас энергии которой значительно превосходит среднюю энергию частиц. В рамках неравновесной модели разложение NO_2 при $T > 2500$ К завершается в 5...20 раз быстрее.

Интенсивность эмиссии высоковозбуждённых молекул NO_2 на длине волны 475 нм достигает максимального значения через некоторое время после прихода фронта ударной волны. Это время уменьшается с ростом начальной температуры газа T_0 .

Теоретические расчёты показали, что частота колебаний параметров NO_2 в основном зависит от характерных кинетических констант [25]:

$$\omega = \sqrt{\frac{C_v}{C_T} \frac{g_{\phi} D}{\varepsilon_v^0} k_x k_{rel}},$$

где k_x — константа скорости расходования NO_2 в химических процессах, k_{rel} — константа скорости релаксации NO_2^* , g_{ϕ} — эффективная теплота разложения NO_2 , D — эффективный барьер разложения NO_2 , ε_v^0 — равновесная колебательная энергия NO_2 при данной температуре, C_v/C_T — отношение теплоёмкостей колебательных и термализованных степеней свободы реагирующей системы.

Частоты наблюдаемых параметров изменяются от 50...100 кГц ($T_0 \sim 2600$ К) до 200...500 кГц (~ 4000 К) [26].

Если в холодном воздухе создать ионизацию, то после прихода электронов в равновесие с газом, они практически полностью прилипают к молекулам кислорода [18]. При $T = 300$ К $N \sim 10^{19}$ см⁻³, $I_0 \approx 0,45$ эВ, $n_e/n_{-} \sim 10^{-7}$. Потом заряды исчезают в результате ион-ионной рекомбинации или ухода на стенки. В холодном воздухе процесс прилипания в тройных соударениях с участием молекул $e + O_2 + M \rightarrow O_2^- + M$ описывается уравнением:

$$\frac{dn_e}{dt} = -k_M n_e N_{O_2} N_M,$$

где $k_{O_2} = 2,5 \cdot 10^{-30}$, $k_{N_2} = 0,16 \cdot 10^{-30}$, $k_{H_2O} = 14 \cdot 10^{-30}$ см⁶/с.

В качестве третьих частиц молекула O_2 в 16 раз активнее чем молекула N_2 , но последних в воздухе в 4 раза больше.

Частота прилипания ν_a и соответствующее ей время жизни $\tau_a = \nu_a^{-1}$ теплового электрона в сухом воздухе при $p = 1$ атм, $T = 300$ К равны:

$$\nu_a = k_{O_2} N_{O_2}^2 + k_{N_2} N_{O_2} N_{N_2} = 0,9 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}, \tau_a = 1,1 \cdot 10^{-8} \text{ с}.$$

К NO_2 тепловые электроны прилипают на 3—4 порядка медленнее.

Если ионизированный воздух в начальный момент образования прозрачен для видимого излуче-

ния, то по мере образования отрицательных ионов молекул и атомов кислорода ($\sim 10^{-8}$ с) в результате фотодиссоциации (сечение фотодиссоциации $\sim 10^{16}$ см²) происходит помутнение плазменной области. При концентрации отрицательных ионов $\sim 10^{17}$ см⁻³ оптическая толщина плазменной области 0,5 см составит ~ 5 , т. е. она практически не прозрачна в видимом участке спектра. Одновременно с процессом прилипания электронов к молекулам кислорода в результате окисления азота образуется двуокись азота NO₂, имеющая в области 400 нм сечение ослабления $\sim 2 \cdot 10^{-19}$ см². Оптическая толщина ореола плазменного очага, обусловленная двуокисью азота, также превышает 1 [15].

Обнаруженные на фотоснимках пробоя воздуха на фоне свечения неба темные локализованные образования [27] находят объяснение в появлении газового ореола с высокой концентрацией NO₂ (полоса поглощения излучения лежит в диапазоне длин волн 0,3...0,5 мкм оптического спектра) у очагов оптического пробоя воздуха. Время жизни газового ореола NO₂ вокруг плазменного образования составляет порядка 1 с [28]. За это время он способен полностью экранировать проходящее видимое излучение атмосферы, создавая на фотоснимке (максимальная чувствительность в спектральном диапазоне 0,32...0,4 мкм) темное изображение плазменного очага, согласно приведённым результатам исследований процесса оптического пробоя воздуха.

Качественная картина распределения основных параметров плазмы оптического пробоя воздуха соответствует точечному взрыву. На рисунке приведены зависимости изменения температуры, размера плазменного образования во времени и пространстве, возникающего при распространении микросекундного лазерного импульса в воздухе с энергией 1, 10, 100 и 1000 Дж.

При превышении плотности мощности лазерного излучения порога параметрической неустойчивости взаимодействия излучения с плазмой при оптическом пробое воздуха вокруг очага пробоя под действием радиации образуется газовый ореол NO₂ толщиной несколько сантиметров. Ударная

волна оптического пробоя нагревает газовый ореол до температуры свыше 2500 К при выделении энергии в воздухе порядка десятков джоулей. Оптический пробой воздуха коротким лазерным импульсом с выделением энергии в воздухе порядка ед. Дж и менее, сопровождающийся образованием экранирующего газового ореола, на фотоснимке на фоне голубого неба будет регистрироваться в виде непрозрачного темного образования, поскольку возникающий газовый ореол экранирует излучение плазмы и неба, а его свечение в результате несущественного прогрева ударной волной отсутствует. Спектральный состав рассеянной радиации в атмосфере на уровне моря [28] совпадает с диапазоном спектральной чувствительности фотоплёнки. Среднее значение потока рассеянной радиации неба составляет ~ 50 Вт/м².

Таким образом, можно заключить, что наблюдаемые в работах [15, 27] явления являются следствием воздействия радиации очагов пробоя на окружающий воздух и образованием газового ореола, экранирующего излучение видимого диапазона.

Заключение

Рассмотрены физические аспекты взаимодействия высокоинтенсивного лазерного излучения с плазмой, приводящие к возникновению нетепловой радиации очагов оптического пробоя. Возбуждение ленгмюровских волн в плазме оптического пробоя газа приводит к изменению светодетонационного режима распространения плазмы в луче лазера.

На основании результатов экспериментальных и теоретических исследований оптического пробоя воздуха обнаружено, что при воздействии излучения CO₂-лазера, со средней по сечению луча плотностью мощности выше $3 \cdot 10^8$ Вт/см², вокруг области пробоя за счет радиационного излучения возникает газовый ореол NO₂, экранирующий излучение плазменного образования в видимом участке оптического спектра.

Достоверность полученных результатов подтверждена сравнением с ранее опубликованными экспериментальными данными других авторов.

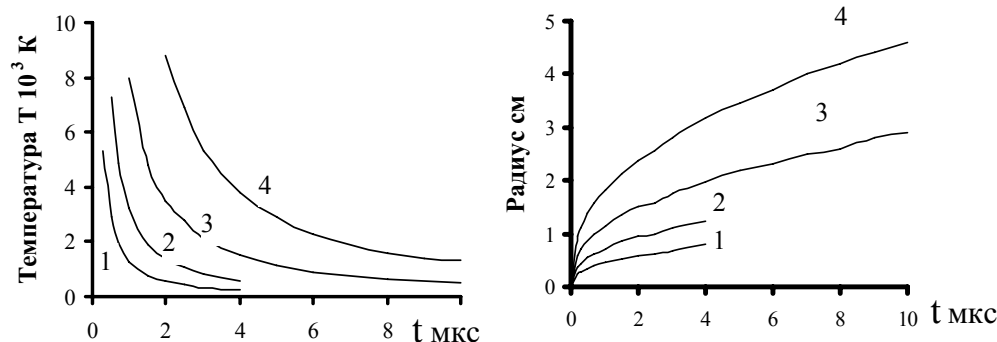


Рисунок. Временная зависимость температуры и радиуса плазменного образования при выделении в воздухе энергии: 1) 1; 2) 10; 3) 100; 4) 1000 Дж

Следует отметить, что локальная ионизация молекул воздуха в атмосфере совместно с действием ударной волны при расширении очага пробоя приводит к образованию областей, в которых в результате фотохимических реакций образуются окислы азота, озон, ионы кислорода. Данные образования в видимом диапазоне электромагнитных волн (при

фотографировании) являются кратковременными источниками свечения или непрозрачными микро-объектами для проходящего света. Локальная ионизация воздуха, возможно играющая роль стартового механизма образования очага пробоя, может быть связана с космическими лучами, распадом радиоактивных веществ, электрическими разрядами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. — М.: Наука, 1987. — 592 с.
2. Силин В.П. Нелинейная теория проникновения высокочастотного поля в проводник // Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 1967. — Т. 53. — Вып. 5. — № 11. — С. 1662–1677.
3. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. — М.: Наука, 1967. — 254 с.
4. Силин В.П., Стародуб А.Н. Абсолютная параметрическая неустойчивость неоднородной плазмы // Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 1974. — Т. 66. — № 1(7). — С. 176–182.
5. Лимпоух Й., Розанов В.Б. Поперечные структуры (филаменты, спикулы, джеты) в лазерной плазме // Квантовая электроника. — 1984. — Т. 11. — № 7. — С. 1416–1424.
6. Ковалёв В.Ф., Быченков В.Ю., Тихончук В.Т. Динамика частиц при адиабатическом разлёте плазменного сгустка // Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 2002. — Т. 122. — № 2. — № 8. — С. 264–281.
7. Лосев Л.Л., Мешалкин Е.А. Ионизация воздуха излучением лазерной плазмы // Журнал технической физики. — 1987. — Т. 57. — № 3. — С. 446–453.
8. Кадомцев Б.Б. Коллективные явления в плазме. — М.: Наука, 1976. — 240 с.
9. Буланова С.В., Коврижных Л.М. О максимальной амплитуде ВЧ-поля в области плазменного резонанса // Физика плазмы. — 1976. — Т. 2. — № 1. — С. 105–112.
10. Геккер И.Р. Взаимодействие сильных электромагнитных полей с плазмой. — М.: Атомиздат, 1978. — 312 с.
11. Захаров В.Е. Коллапс ленгмюровских волн // Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 1972. — Т. 62. — № 5. — С. 1745–1759.
12. Fabre E., Stenz C., Maignan J. CO₂-laser beam absorption by a plasma near plasma frequency // VI Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics. — Moscow, 1973. — V. 1. — P. 603.
13. Fabre E., Popovich C., Stenz C. Experiments on CO₂-laser interaction with polyethylene slabs // VII Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics. — Lausanne, 1975. — V. 1. — P. 80.
14. Котюк А.Ф., Кузнецов А.А. Классификация средств измерений пространственно-энергетических характеристик лазерного излучения // Метрологическое обеспечение пространственно-энергетической фотометрии / Под ред. А.Ф. Котюка. — М.: Радио и связь, 1987. — С. 5–21.
15. Шишигин С.А. Влияние газового ореола NO₂ у очагов оптического пробоя воздуха на основные параметры свечения плазмы // Оптика атмосферы и океана. — 2005. — № 7. — С. 580–585.
16. Коробейников В.П. Задачи теории точечного взрыва. — М.: Наука, 1985. — 325 с.
17. Моисеев А.А., Иванов В.И. Справочник по дозиметрии и радиационной гигиене. — М.: Энергоатомиздат, 1990. — 252 с.
18. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. — М.: Наука, 1966. — 688 с.
19. Shishigin S.A., Kokhanov V.I. Basic regularities in the development of optical breakdown in air in a mode of high electronic heat conductivity // Proceedings of SPIE. — 1999. — V. 3983. — P. 229–234.
20. Беляев Е.Б., Годлевский А.П., Копытин Ю.Д. Лазерный спектроскопический анализ аэрозолей // Зондирование физико-химических параметров атмосферы с использованием мощных лазеров: Сб. статей под ред. В.Е. Зуева. — Томск: ИОА СО АН СССР, 1979. — С. 3–56.
21. Аскарьян Г.А., Рабинович М.С., Савченко М.М. Смирнова А.Д. Обнаружение быстрого ореола фотоионизации и облака концентрированной долгоживущей ионизации от ударной волны искры в луче лазера // Письма в ЖЭТФ. — 1965. — Т. 1. — № 6. — С. 18–23.
22. Пшежецкий С.Я., Дмитриев М.Т. Радиационные физико-химические процессы в воздушной среде. — М.: Атомиздат, 1978. — 182 с.
23. Заслонко И.С., Мукосеев Ю.К., Слинкин С.В. Время установления квазистационарного распределения энергии молекул NO₂ при ударном нагреве // Химическая физика. — 1987. — Т. 6. — № 3. — С. 299–303.
24. Заслонко И.С., Мукосеев Ю.К., Тюрин А.Н. Высокотемпературное разложение NO₂ с энергетическим автоускорением // Химическая физика. — 1988. — Т. 7. — № 11. — С. 1459–1465.
25. Заслонко И.С., Мукосеев Ю.К., Тюрин А.Н. Осциллирующий режим протекания неравновесной реакции распада NO₂ в ударной волне // Журнал технической физики. — 1989. — Т. 59. — № 10. — С. 146–149.
26. Заслонко И.С. Энергообмен и реакции высоковозбуждённых многоатомных молекул // Успехи химии. — 1997. — Т. 66. — № 6. — С. 537–563.
27. Годлевский А.П., Копытин Ю.Д. Блокирование излучения при дистанционном оптическом пробое атмосферы импульсами CO₂-лазера // Квантовая электроника. — 1982. — Т. 9. — № 6. — С. 1280–1283.
28. Атмосфера: Справочник / Под ред. Ю.С. Седунова. — Л.: Гидрометеониздат, 1991. — 509 с.

Поступила 06.09.2007 г.